

A MECHANIKAI LÖKÉSEK ÉS IMPULZUSOK FREKVENCIAANALÍZISE

GYERGYÁK FERENC

(Közlésre érkezett: 1973. január 16.)

Gyakran szükséges a gyakorlati életben az akusztikus mechanikai rendszerek viselkedésének vizsgálata lökészerű igénybevételeinél. Az alkalmazott vizsgálati módszerekben nagy szerepet kapnak az impulzusszűrők, melyek viselkedése erősen befolyásolja a vizsgálat eredményét.

Ebben a cikkben az akusztikus mechanikai rendszer rezgéseire és a rá ható impulzus frekvenciaanalíziséhez fűzünk gondolatokat, kiemelve a szűrők szerepét és a gyakorlati mérési eredményeket.

Egy mechanikus lökés vagy egy impulzus legegyszerűbben az amplitúdó időbeli lefutásával adható meg. Mivel ezek a mechanikus rendszerek jó közelítéssel lineárisnak foghatók fel, ezért az egységimpulzusra (δ impulzus) viselkedésük számszerűen kifejezhető:

$$X(t) = \int_{-\infty}^t f(\tau) \cdot h(t - \tau) d\tau$$

ahol $X(t)$ a kimenő jel,

$f(\tau)$ a ható impulzus,

$h(t - \tau)$ a rendszernek egy egységimpulzusra adott kimenőjele

és τ az idő.

Mint látható a fenti kifejezésből, két, gyakran eléggé komplikált matematikai függvény szorzata szerepel, ennek megoldása hosszadalmas és meglehetősen nehéz. Ha az időfüggvény helyett a frekvenciafüggvényt adjuk meg, úgy Fourier-transzformáció felhasználásával a frekvenciaspektrum meghatározása egyszerűbben vezet eredményre. Ennek, az időfüggvénnyel történő megadással szemben, a következő előnyei vannak:

1. a kimenőjel kifejezése egyszerű matematikai művelettel megoldható,
2. a frekvenciaspektrumból, bármely frekvenciánál azonnal látható, hogy a ható impulzus okoz-e veszélyes rezonanciakiemélést.

Mint tudjuk, a Fourier-transzformáció kifejezése:

$$A(f) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot e^{-j2\pi ft} dt$$

ahol

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)| dt < \infty$$

vagyis az $f(t)$ függvény véges.

Ez a feltétel a lökésszerű vagy impulzusszerű igénybevételnél automatikusan teljesül.

Mielőtt a Fourier-transzformáció gyakorlati felhasználását és a mérési elrendezést ismertetnénk, vizsgáljuk meg egy ideális szűrő kimenőjelét rövid ideig ható impulzusra.

Feltételezésünk szerint az ideális szűrőnek az áteresztősávon belül csillapítása nincs, a sávon kívül végtelen nagy csillapítással bír.

A szűrő sáv szélességén belül a fázismenet kifejezése:

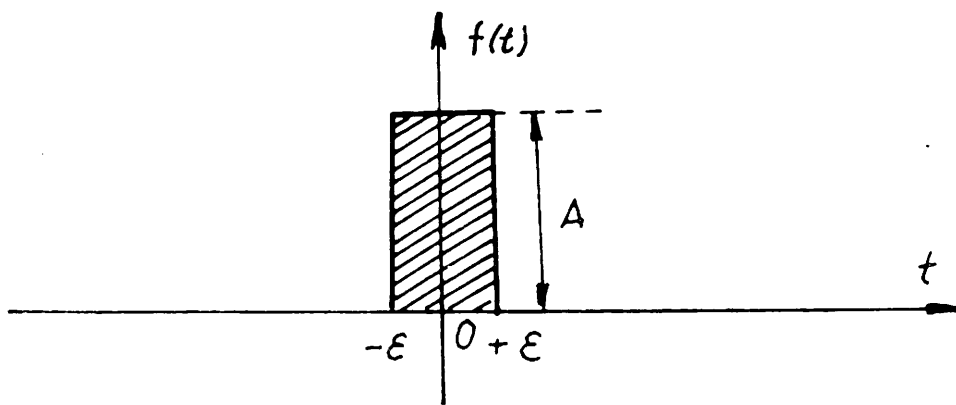
$$\varphi_s = 2\pi(f - f_0)t_f$$

ahol t_f a szűrő csoportfutási ideje,

f_0 a középfrekvencia.

A szűrőnek egy δ impulzusra adott kimenőjelét Fourier-transzformáció segítségével kaphatjuk meg. Mint tudjuk, az egységimpulzus végtelen nagy és végtelen rövid ideig tartó impulzus, és az amplitúdó-idő függvényének értéke 1.

Matematikailag: $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} \delta(t) dt = 1$



1. ábra

Mint azt az 1. ábrából láthatjuk, egy véges impulzus szélessége 2ε , magassága A , tehát

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt = \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} A dt = 2 A \varepsilon$$

ahol $-\varepsilon$ és ε között $f(t) = A$. máshol $f(t) = 0$. Ebből a δ impulzus megkapható:

$$\lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ A \rightarrow \infty}} \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} f(t) dt = \lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ A \rightarrow \infty}} (2 A \varepsilon) = 1.$$

A Fourier-transzformáció képletét alkalmazva, a véges impulzus frekvenciaspektrumát kapjuk.

$$\begin{aligned} A(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot e^{-j2\pi ft} dt = 2 A \int_0^{\varepsilon} \cos(2\pi ft) dt = 2 A \frac{\sin(2\pi f\varepsilon)}{2\pi f} = \\ &= 2 A \varepsilon \frac{\sin(2\pi f\varepsilon)}{2\pi f\varepsilon}. \end{aligned}$$

Határértékszámítással meghatározhatjuk a δ impulzus frekvenciaspektrumát:

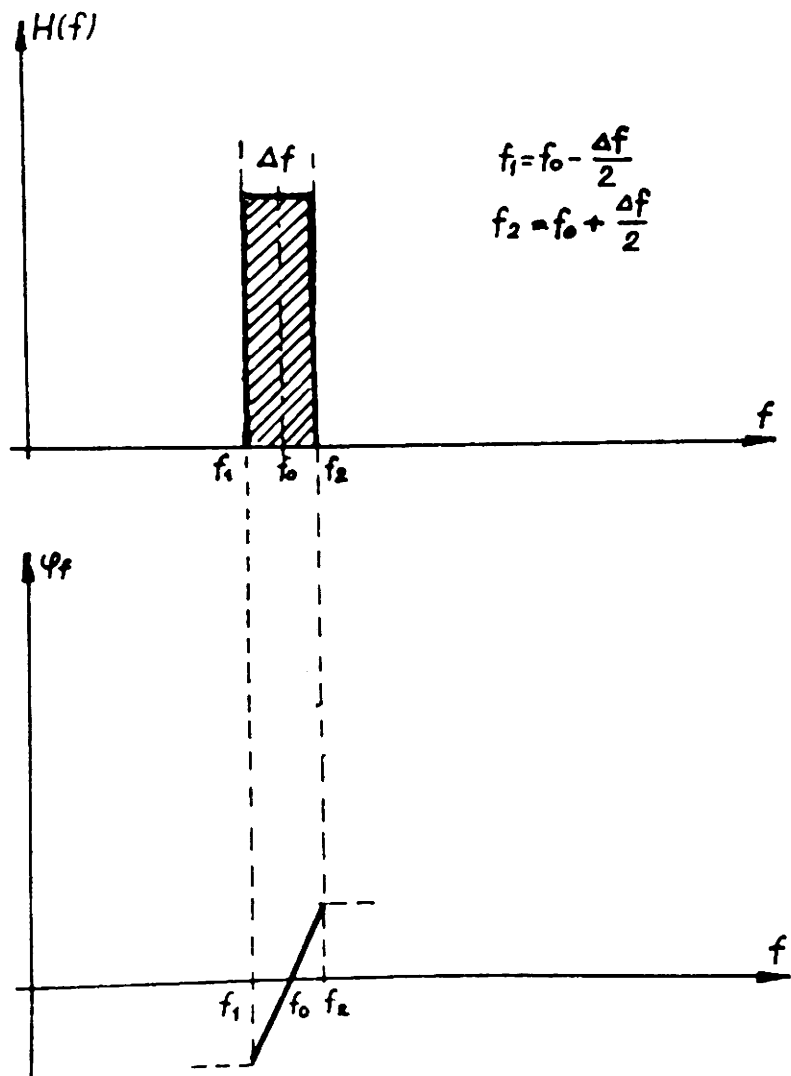
$$A(f)_{\delta} = \lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ A \rightarrow \infty}} \left(2 A \varepsilon \frac{\sin(2\pi f\varepsilon)}{2\pi f\varepsilon} \right) = 1.$$

Látható, hogy ez a függvény frekvenciafüggetlen és értéke 1. Ebből az is következik, hogy egy ideális szűrő frekvenciamenete $f_0 - \frac{\Delta f}{2}$ és $f_0 + \frac{\Delta f}{2}$ között 1, és e tartományon kívül 0 (ahol Δf a szűrő sáv szélessége). A szűrő komplex frekvenciamenetének kifejezése tehát:

$$H(f) = 1 \cdot e^{-j\varphi} = 1 \cdot e^{-j2\pi(f-f_0)t}; \quad f_0 - \frac{\Delta f}{2} < f < f_0 + \frac{\Delta f}{2}.$$

A szűrő kimenetén megjelenő frekvenciaspektrum $G(f) = t$, az $A(f)$ -nek és $H(f)$ -nek szorzatából kapjuk: $G(f) = A(f) \cdot H(f)$ és végül a $G(f)$ függvény inverz transzformációjával a szűrő kimenőjelének időbeli változásához jutunk:

$$\begin{aligned} F(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} G(f) \cdot e^{j2\pi ft} df = \int_{-\infty}^{\infty} A(f) \cdot H(f) \cdot e^{j2\pi ft} df = 2 \int_0^{\infty} \text{Re}[A(f) \cdot H(f) \cdot e^{j2\pi ft}] df = \\ &= \int_{f_0 - \frac{\Delta f}{2}}^{f_0 + \frac{\Delta f}{2}} \text{Re}[1 \cdot 1 \cdot e^{-j2\pi(f-f_0)t} \cdot e^{j2\pi ft}] df = \int_{f_0 - \frac{\Delta f}{2}}^{f_0 + \frac{\Delta f}{2}} \cos[2\pi f(t-t_0) + 2\pi f_0 t_0] df. \end{aligned}$$



2. ábra
Ideális szűrő amplitúdó és fázis diagramja

Az integrálást elvégezve kapjuk:

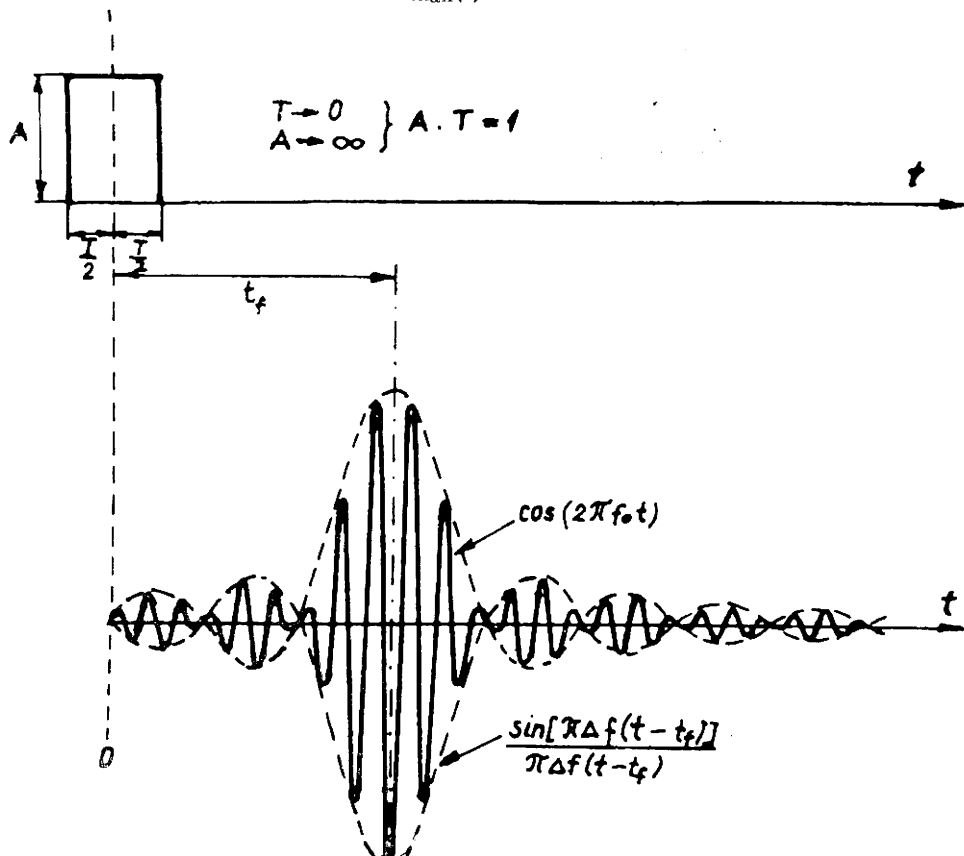
$$F(t) = 2 \left[\frac{\sin \left[2\pi \left(f_0 + \frac{\Delta f}{2} \right) (t - t_f) + 2\pi f_0 t_f \right]}{2\pi (t - t_f)} - \frac{\sin \left[2\pi \left(f_0 - \frac{\Delta f}{2} \right) (t - t_f) + 2\pi f_0 t_f \right]}{2\pi (t - t_f)} \right]$$

Az ismert trigonometrikus összefüggést alkalmazva kapjuk a végső formulát:

$$F(t) = 2 \Delta f \frac{\sin [\pi \Delta f (t - t_f)]}{\pi \Delta f (t - t_f)} \cdot \cos (2 \pi f_0 t)$$

Ez a függvény a 3. ábrán látható, melyről leolvasható a csoportfutási idő t_f és a maximális amplitúdó, melynek értéke, ha $f_0 \gg \Delta f$ és $t = t_f$,

$$F_{\max}(t) = 2 \Delta f$$



3. ábra

Ez pedig azt jelenti, hogy a szűrő kimenőjelének maximális amplitúdója arányos a szűrő sáv szélességével. Az energiát megkapjuk, ha a szűrő kimenőjelének négyzetét integráljuk:

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} F^2(t) dt = 4 \Delta f^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin [\pi \Delta f (t - t_f)]}{\pi \Delta f (t - t_f)} \right]^2 \cos^2 (2 \pi f_0 t) dt,$$

ahol

$$\cos^2 (2 \pi f_0 t) = \frac{1}{2} [\cos (4 \pi f_0 t) + 1]$$

Behelyettesítve:

$$E = 2 \Delta f^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin [\pi \Delta f (t - t_f)]}{\pi \Delta f (t - t_f)} \right]^2 \cos (4 \pi f_0 t) dt + 2 \Delta f^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin [\pi \Delta f (t - t_f)]}{\pi \Delta f (t - t_f)} \right]^2 dt$$

Az integrálszámítást $0-\infty$ határok között is végezhetjük $t_f = 0$ helyettesítés esetén (3. ábra). Az így kapott értéket 2-vel szorozva, helyes eredményhez jutunk.

Matematikai táblázatból (1) az alábbi típusú integrált alkalmazhatjuk a megoldáshoz:

$$\int_0^{\infty} \frac{\sin^2 (ax) \cos (mx)}{x^2} dx$$

ezen integrál értéke 0, ha $\frac{m}{2} \gg a \gg 0$. Ez a feltétel E kifejezésénél teljesül, így a következő alakra egyszerűsödik:

$$E = 4 \Delta f^2 \int_0^{\infty} \left(\frac{\sin (\pi \Delta f t)}{\pi \Delta f t} \right)^2 dt = \frac{4}{\pi^2} \int_0^{\infty} \left(\frac{\sin (\pi \Delta f t)}{\pi \Delta f t} \right)^2 dt.$$

Az integrál megoldásánál alkalmazva a

$$\int_0^{\infty} \frac{\sin^2 (mx)}{x^2} dx = |m| \cdot \frac{\pi}{2}$$

formát, megoldásként kapjuk:

$$E = \frac{4}{\pi^2} \cdot \pi \cdot \Delta f \cdot \frac{\pi}{2} = 2 \Delta f.$$

Ha a szűrőre nem egységimpulzust adunk, hanem egy véges időtartamú, de a sávszélesség reciprokához viszonyítva rövid idejű jelet $\left(T \ll \frac{1}{\Delta f} \right)$, akkor:

$$F_{\text{max}}(t) = 2 A \cdot T \Delta f \cdot F_0(f)$$

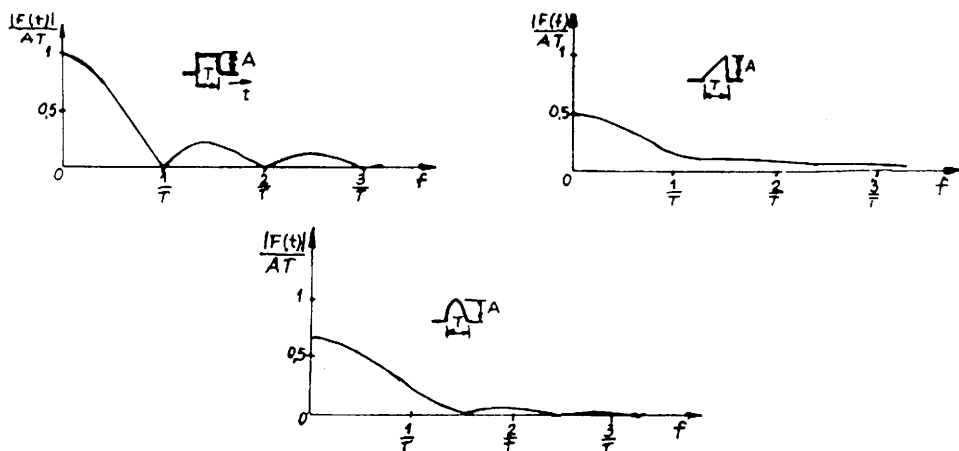
$$E = \int_{-\infty}^{\infty} F^2(t) dt = 2 A^2 T^2 \Delta f F_0^2(f)$$

ahol $A \cdot T = \int_{-\infty}^{\infty} A(t) dt$ az 1. ábrából leolvasható, és

$F_0(f)$ egy frekvenciaérték-függvény, amelyre a későbbiekben visszatérünk.

A kapott eredményeket vizsgálva azt találjuk, hogy rövid impulzusok esetén, a maximális amplitúdó és az energit azonos módon függ a szűrő sávszélességétől. Állandó relatív sávszélességgel történő mérésnél az energia és az amplitúdó maximális értéke is egyenesen arányos a frekvenciával. Mint láttuk, a $T \ll 1/\Delta f$ feltétel esetén, közvetlen összefüggést találunk az impulzus Fourier-spektruma és az állandó abszolút sávszélességű szűrővel mért spektrum között. Ez nem áll fent akkor, ha T értéke $1/\Delta f$ nagyságrendjébe esik, vagy még attól is nagyobb. Ezekre az összefüggésekre később visszatérünk.

Ezek után vizsgáljuk meg a tetszőleges impulzus frekvenciaspektrumát. Mint már említettük, az impulzusok a frekvenciaspektrum Fourier-transzformációjával kiszámíthatók. A 4. ábrán különböző impulzusformák Fourier-spektrumát látjuk.



4. ábra

A következőkben csak a négyszögimpulzus spektrumának felhasználásával vizsgáljuk a szűrő sávszélességének hatását. Természetesen más impulzusformák ill. spektrumok azonos módszerekkel vizsgálhatók.

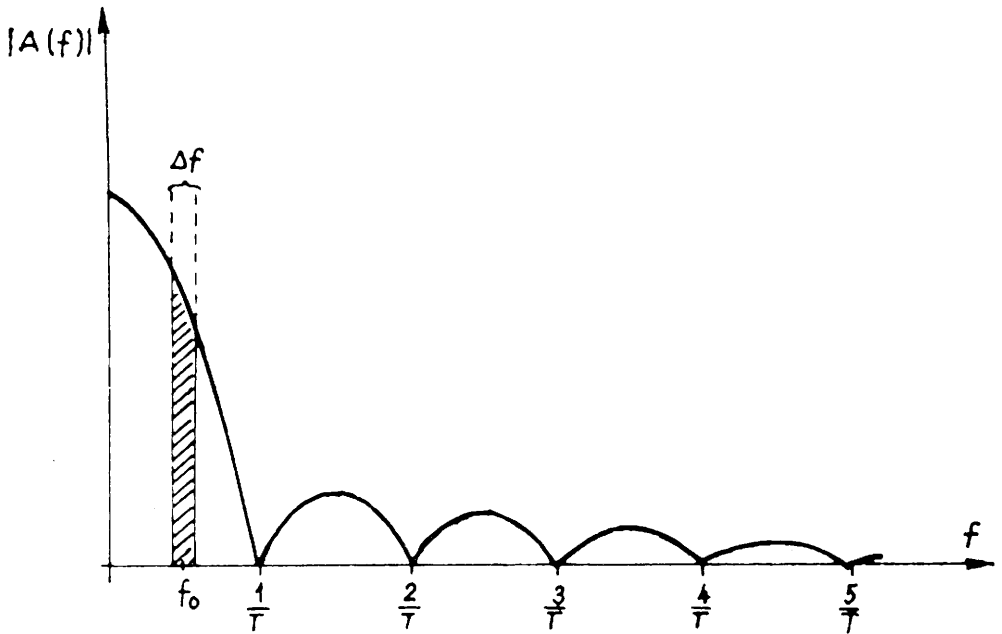
A Δf sávszélességgel rendelkező ideális szűrőre adott impulzus viselkedését az 5. ábrán láthatjuk.

Az ábrából leolvasható, hogy $\Delta f \ll \frac{1}{T}$, ami azonos a $T \ll \frac{1}{\Delta f}$ feltétellel.

A szűrő kimenőjelében csak azok a frekvenciakomponensek jelennek meg, melyek az áteresztési sávon belül helyezkednek el, vagyis az impulzus Fourier-sorából meghatározható f_0 frekvenciájú, vagy annak közelében levő összetevőket tartalmaz.

A Fourier-spektrumot matematikailag a következő kifejezéssel adhatjuk meg:

$$A(f) = AT \frac{\sin(\pi f T)}{\pi f T}$$



5. ábra

Ezt a kifejezést megszorozzuk az ideális szűrő frekvenciamenetének kifejezésével, és az eredményt inverz Fourier-transzformáció segítségével átalakítjuk, így megkapjuk a kimenőjelet az idő függvényében.

$$F(t) = 2 \int_{f_0 - \frac{\Delta f}{2}}^{f_0 + \frac{\Delta f}{2}} AT \frac{\sin(\pi f T)}{\pi f T} \cos[2\pi f(t - t_f) + 2\pi f_0 t_f] df =$$

$$= \int_{f_0 - \frac{\Delta f}{2}}^{f_0 + \frac{\Delta f}{2}} AT \frac{\sin(\pi f T)}{\pi f T} \cos[2\pi f(t - t_f) + 2\pi f_0 t_f] df$$

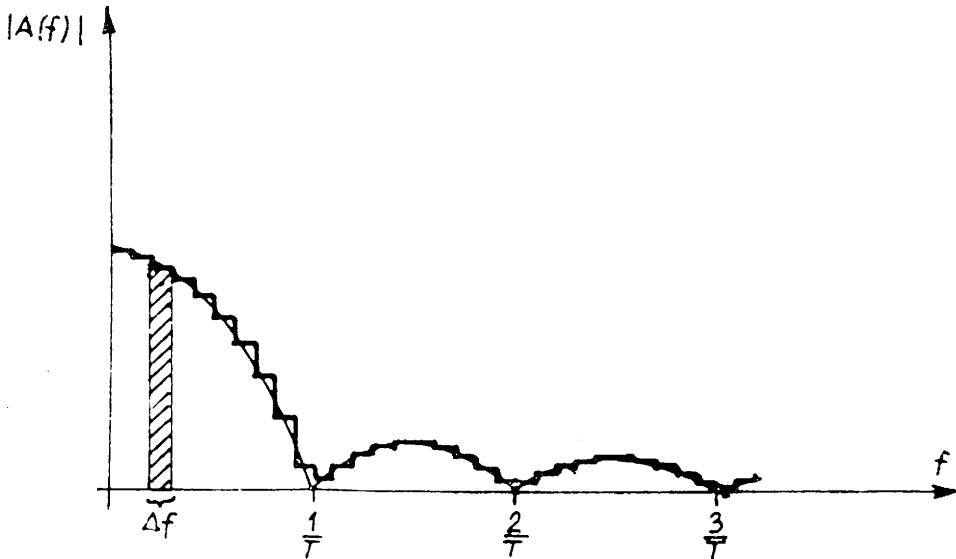
Ha $\frac{\sin(\pi f T)}{\pi f T}$ értéke az $f_0 - \frac{\Delta f}{2}$ és $f_0 + \frac{\Delta f}{2}$ frekvenciahatárok között van,

akkor értéke alig változik, konstansnak vehetjük. Az így elkövetett hiba elhanyagolható, amikor az integrált számítjuk.

Tehát kapjuk:

$$F(t) \approx 2 AT \frac{\sin(\pi f_0 T)}{\pi f_0 T} \int_{f_0 - \frac{\Delta f}{2}}^{f_0 + \frac{\Delta f}{2}} \cos[2\pi f(t - t_f) + 2\pi f_0 t_f] df$$

Ezt a közelítést, ahogy ezt a 6. ábra mutatja, csak kis sávszűrőszélességnél engedhetjük meg.



6. ábra

Az elmondottak szerint a fenti integrál megoldása:

$$F(t) \approx 2AT \frac{\sin(\pi f_0 T)}{\pi f_0 T} \Delta f \frac{\sin[\pi \Delta f (t - t_f)]}{\pi \Delta f (t - t_f)} \cos(2\pi f_0 t)$$

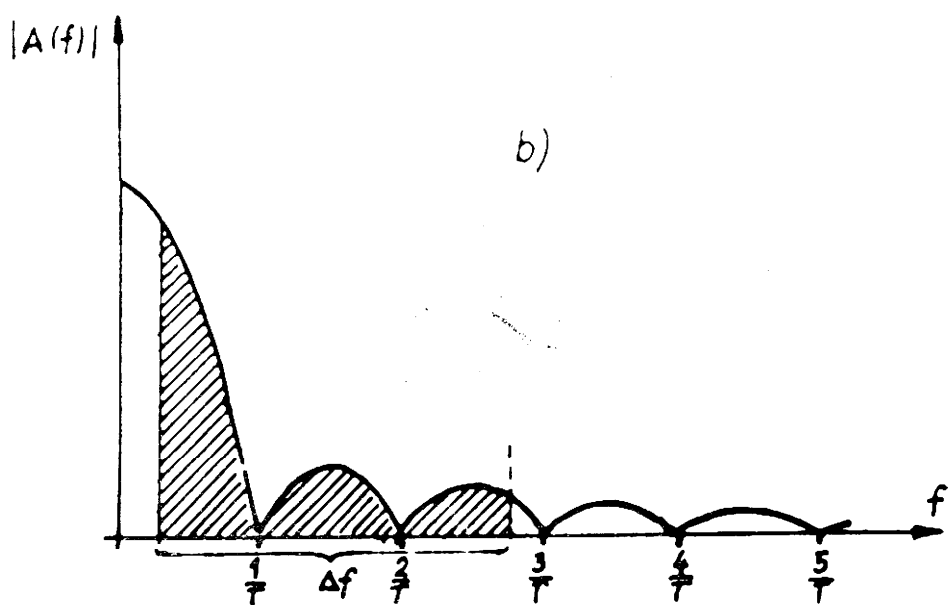
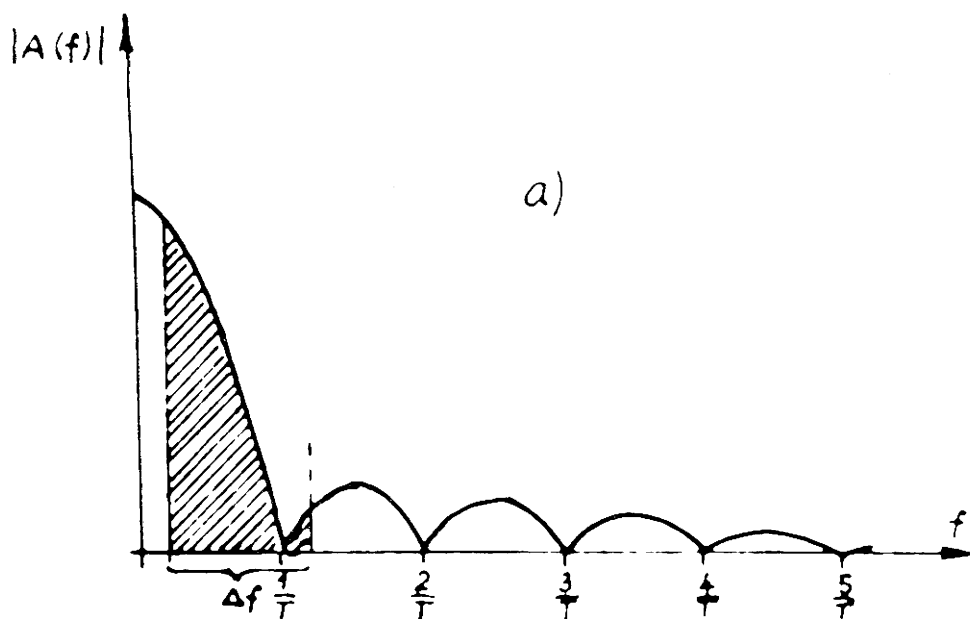
A kimenőjel maximumát és a szűrő négyzetre emelt és integrált kimenőjelét hasonló módon határozhatjuk meg, mint az egységimpulzusnál:

$$F_{\max}(t) = 2AT \frac{\sin(\pi f_0 T)}{\pi f_0 T} \Delta f$$

és

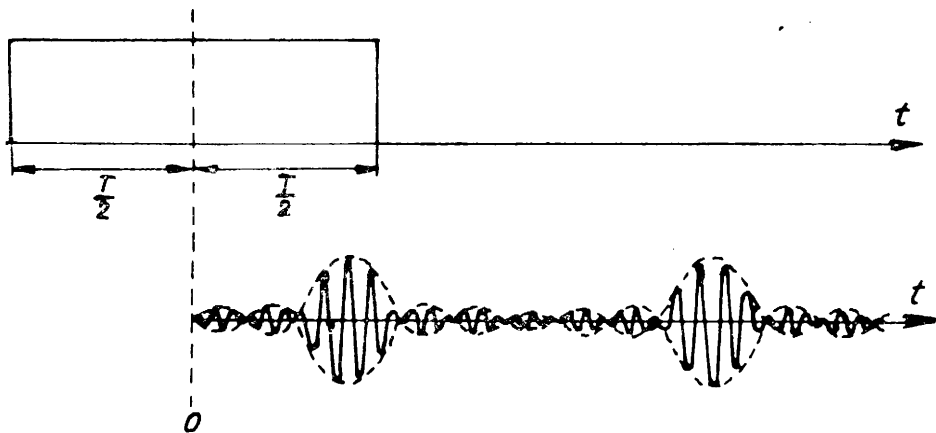
$$E = 2A^2 T^2 \left[\frac{\sin(\pi f_0 T)}{\pi f_0 T} \right]^2 \Delta f$$

A kapott eredményeket vizsgálva látjuk, hogy jó közelítéssel a Fourier-spektrumot kaptuk. Kézenfekvő ebből a mérés menete, mivel a szűrőnek az impulzusra adott maximális kimenőjelét osztva a kétszeres sávzélességgel ($2\Delta f$), vagy a szűrő négyzetre emelt és integrált kimenőjelét osztva a kétszeres sávzélességgel, és négyzetgyököt vonva, közvetlenül a Fourier-spektrumot kapjuk. A fent említett matematikai műveletek elvégzésére megfelelő áramkörök állnak a rendelkezésünkre. Továbbá az is kiderül, hogyha a szűrőszélesség $1/T$ (T az impulzus időtartam) nagyságrendjében van, vagy annál nagyobb, úgy a szűrő a spektrum meghatározására alkalmatlan, mint ezt a 7. ábrán is láthatjuk.



7. ábra

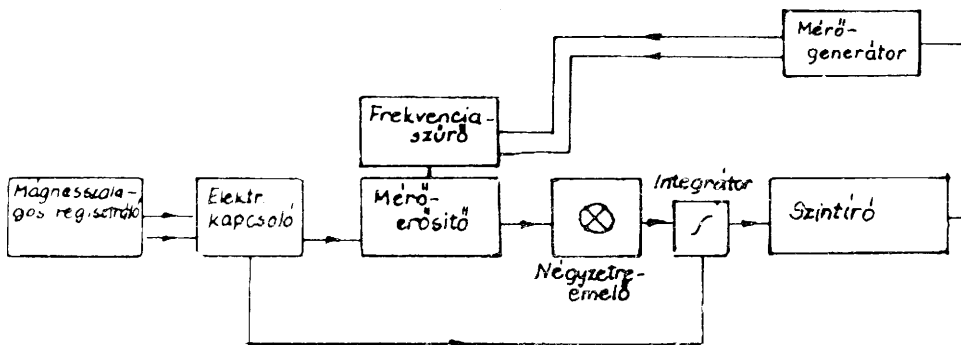
Érdeemes elidőzni annál az esetről, amikor a szűrő sávszélessége az impulzus-időtartam reciprokához viszonyítva nagy. Ezt az esetet a 8. ábrán láthatjuk, ahol egy impulzust (mely azonos a 3. ábrán látható impulzussal) adva a rendszer bemenetére, a kimenetén két jel jelenik meg, egyik a szűrő kimenőjele a négyszögimpulzus homlokoldalára, a másik a szűrő kimenőjele a négyszögimpulzus hátoldalára.



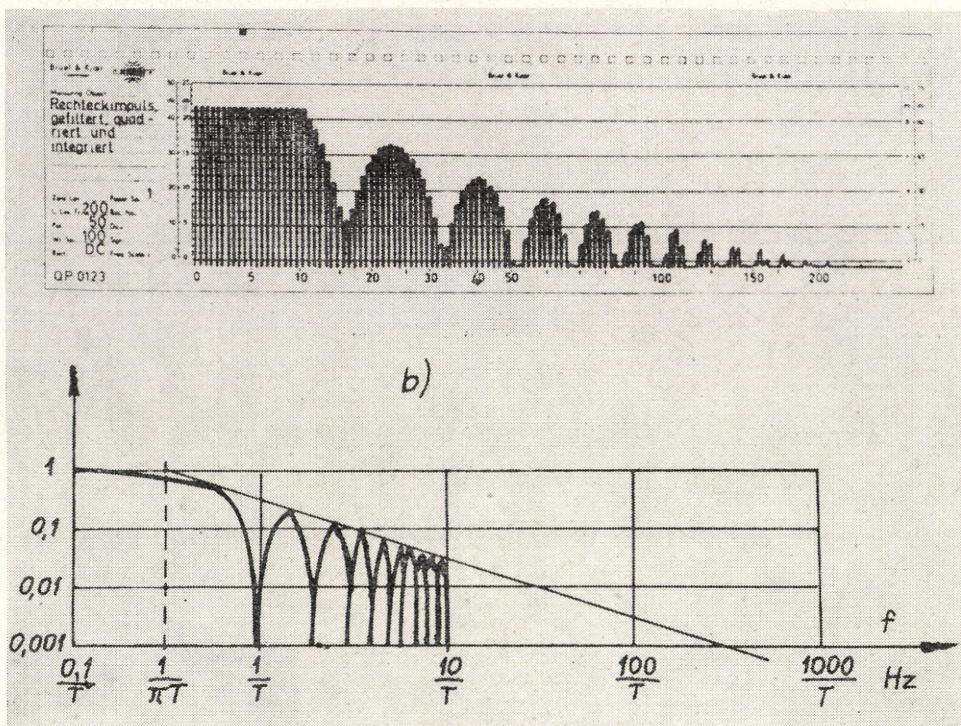
8. ábra

Az elméleti fejtegetések után térjünk rá a mérés gyakorlati kivitelezésének megtárgyalására. A mérést a 9. ábrán látható elrendezésben végezhetjük.

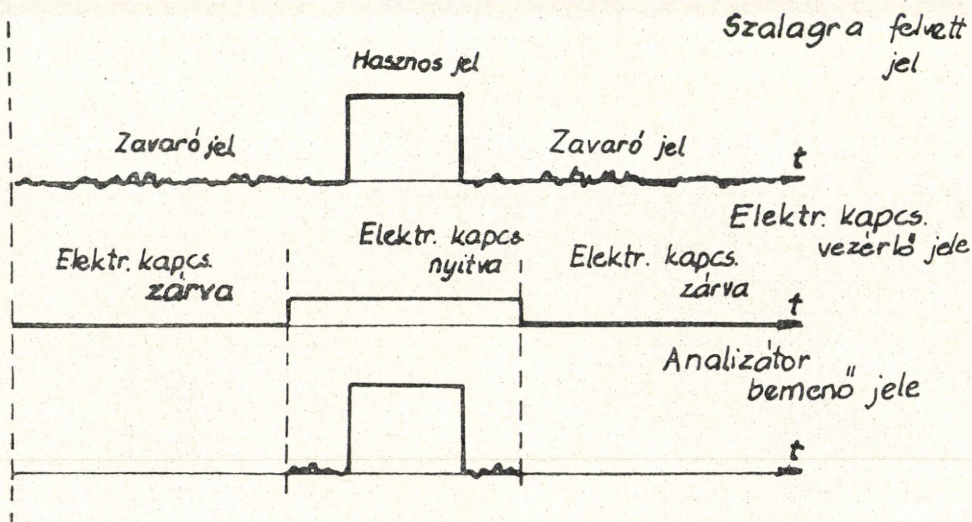
A berendezés egy mágnesszalagos regisztrálóból, egy elektronikus kapcsolóból, egy mérőerősítővel ellátott frekvenciakövető szűrőből, egy integrátorral ellátott négyzetre emelőből és végül egy zajszintiróból áll (9. ábra). A berendezéssel felvett egységimpulzus frekvenciaspektrumát,



9. ábra



10. ábra



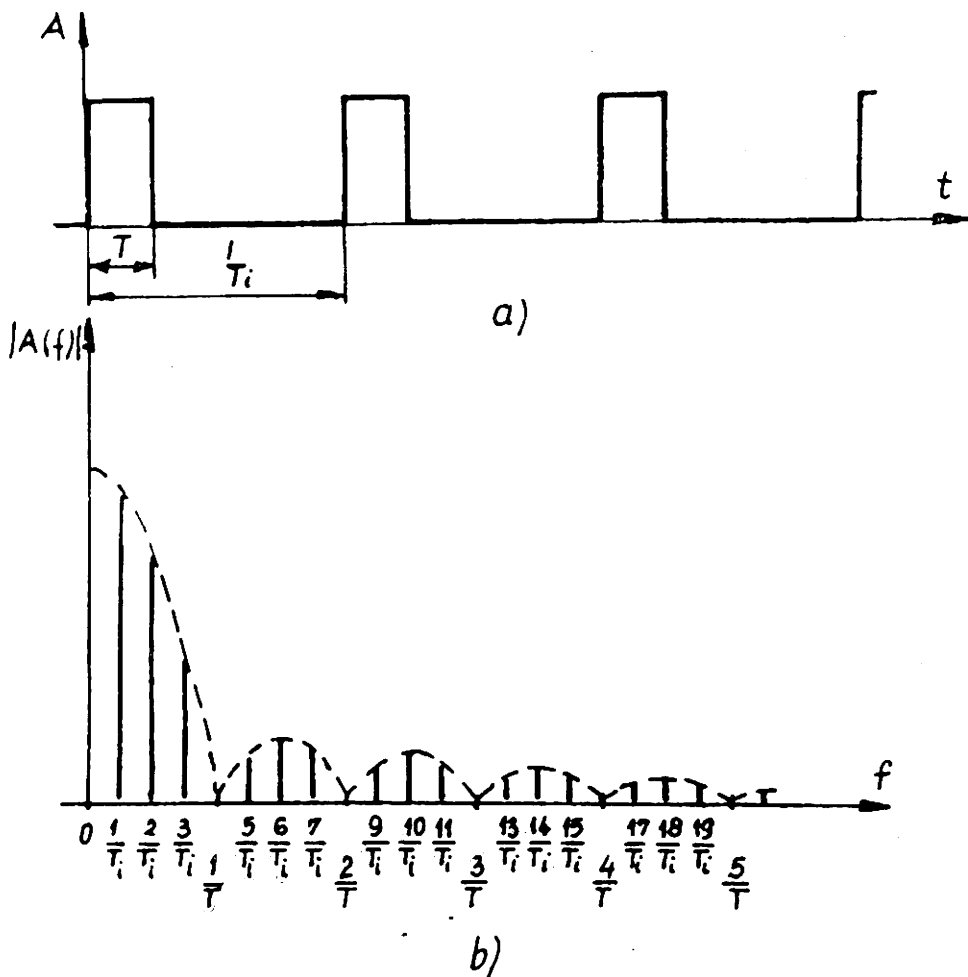
11. ábra

amit a szűrőn négyzetre emelés és integrálás után kaptunk, a 10a. ábrán láthatjuk. Az elméleti frekvenciaspektrumot a 10b. ábrán találjuk.

A mágnesszalagos regisztrálón levő végtelenített szalagon a vizsgálandó impulzust tároltuk. Az elektronikus kapcsoló a mágnesszalagos regisztráló kimenőjelét kapcsolta az impulzus időtartama alatt az analizáló készülékre (11. ábra).

Ezenkívül szükség volt azért is az elektronikus kapcsolóra, hogy a mérés során ne érvényesüljön a zavaró zajok hatása, és az integrátor zérusra való visszaállítását is az elektronikus kapcsoló végezte, egy-egy impulzus lefutása után.

A Fourier-spektrum meghatározásához, az előbb leírt módszeren kívül, még további lehetőségek is vannak. Egy, a gyakorlatban gyakran



12. ábra

alkalmazott eljárás az, hogy az egységimpulzust ismétléssel impulzus-sorozattá alakítjuk, és ezt az impulzussorozatot egy frekvenciaanalizátorral mérjük. Így módon egy vonalas spektrumot kapunk, ahol mindegyik vonal amplitúdója a Fourier-spektrum egy értéke, a megfelelő frekvenciánál.

Ha T_i az impulzus periódusideje, akkor a Fourier-sor elméletéből adódik, hogy a kapott spektrum vonalai az $1/T_i$ alapfrekvencia harmonikusai (12. a, b ábra).

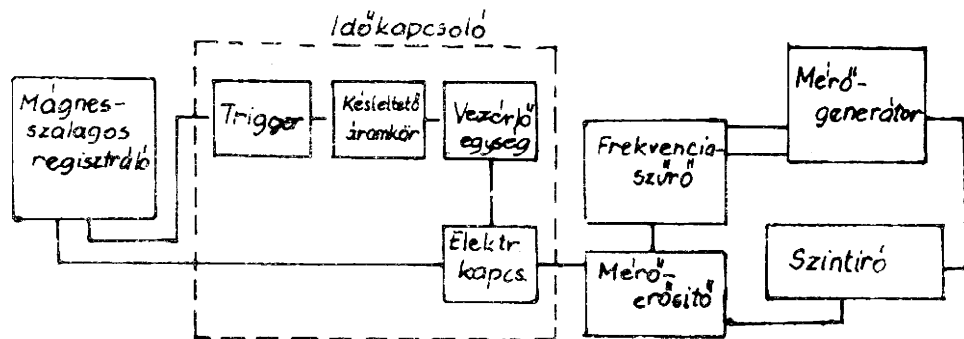
Megfigyelhetjük, hogy $T_i \gg T$ esetén a diszkrét frekvenciakomponensek nagy száma jelenik meg, láthatjuk azt is, hogy $T \rightarrow \infty$ esetén a vonal-spektrumból egy impulzus Fourier-spektrumát kapjuk, ami matematikailag is bizonyítható.

Az egyes harmonikusok nagyságát effektívérték-számítással kapjuk. Világos, hogy nagyobb periódusidő esetén az egyes frekvenciakomponensek mindig kisebbek lesznek. Határesetként, ha a névleges ismétlődési idő végtelen nagy, a diszkrét frekvenciakomponens teljesen eltűnik. Ezért, az impulzusok frekvenciaspektrumait, mint energiasűrűséget ábrázolhatjuk a frekvencia függvényében.

Gyakorlati méréseknél helyesen kell megválasztani az ismétlési idő és az impulzus időtartamarányát, mikor a fent ismertetett eljárást alkalmazzuk.

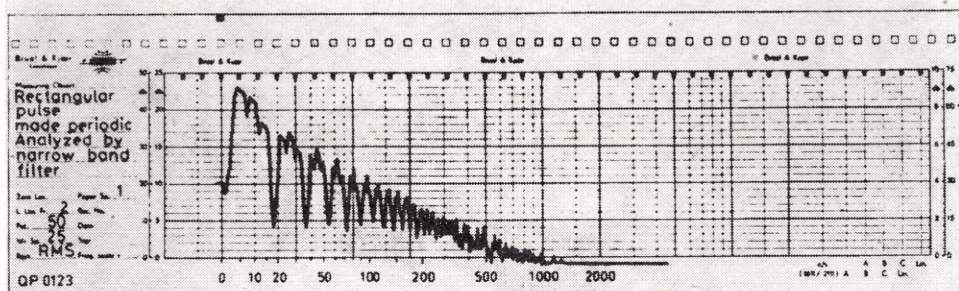
Tekintsük ismét a periodikusan ismétlődő négyszögimpulzus Fourier-spektrumát, azt látjuk, hogy az elméleti spektrumvonalak $1/T_i$ távolságban helyezkednek el. Most, az egymás után következő minimumok között, egynél több vonalat találunk, mert a T_i/T arányt kettőnél nagyobbra választottuk. Ha a minimumok között kb. 5 vonal található, úgy már kis hibával rendelkező spektrumeloszlást kapunk. Másrészt a T_i/T arányt feleslegesen nagyra sem szabad választani, mert, mint ahogy azt az előbb említettük, a dinamikai tartomány ezáltal leszűkül. Azonkívül a nagy T_i/T arány növekvő igényt támaszt a mérő- és analizáló készülékekkel szemben. Ezért, gyakorlati méréseknél a T_i/T arányt 3 és 5 között célszerű felvenni.

A 13. ábrán egy periodikusan ismétlődő impulzus analizálására alkalmas készülék rajza látható:

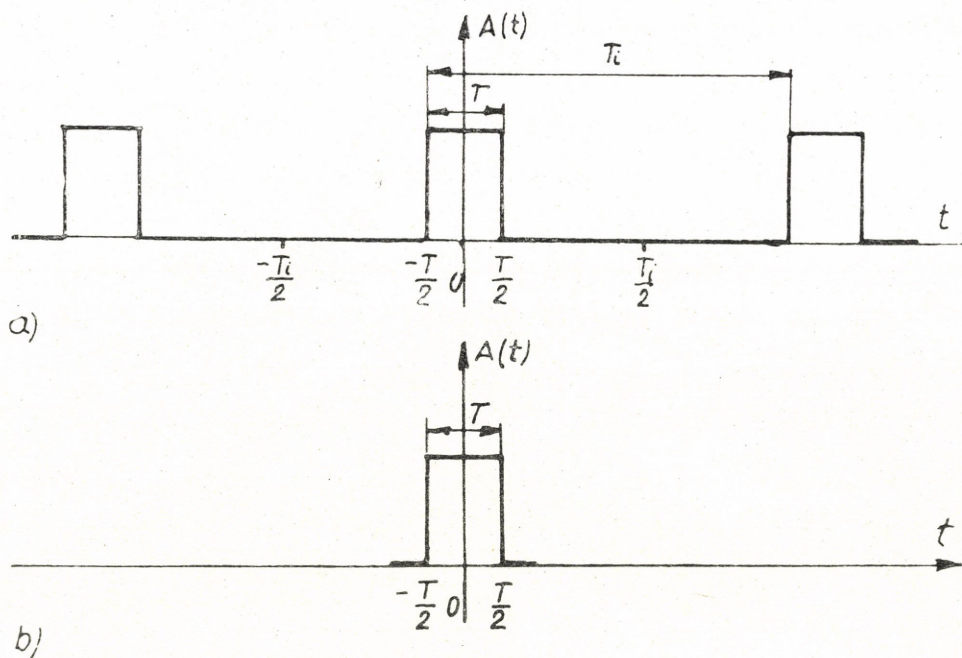


13. ábra

Az alkalmazott szűrő sávszélessége 3,16 Hz és az impulzus ismétlődési frekvenciája 4,2 Hz. A berendezésnél a megfelelő periódusidő eléréséhez rövid szalaghurkot kellett alkalmazni, ezért egy speciális adapterrel kell kiegészíteni a mágnesszalagos regisztrálót. Egy periodikusan ismétlődő négyszögimpulzus esetén a fenti specifikációval rendelkező szűrő spektrumát láthatjuk a 14. ábrán.



14. ábra



15. ábra

Felrajzolhatjuk a periodikusan ismétlődő impulzus harmonikusainak effektív értékét, de ábrázolhatjuk a Fourier-spektrumot, mint energiasűrűséget a frekvencia függvényében. Mindkét ábrázolási mód között találunk összefüggést.

A 15. ábrán egy periodikus impulzussorozat és egy hozzá tartozó egy-ségimpulzus látható. A Fourier-sor koefficiense a következő integrállal fejezhető ki:

$$C_0 = \frac{2}{T_i} \int_{-\frac{T_i}{2}}^{\frac{T_i}{2}} f(t) \cdot e^{-j 2\pi n f_0 t} dt$$

ahol f_0 az alapfrekvencia és

nf_0 ezen frekvencia harmonikusai.

Az ábrából láthatjuk, hogy az integrál értéke nem változik, ha határ-értékként $-T/2$ és $T/2$ -t írunk. Így:

$$C_0 = \frac{2}{T_r} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \cdot e^{-j 2\pi f_0 t} dt$$

Alkalmazzuk a Fourier-transzformációt a 15b. ábrán látható impulzusra, az integrál $f = nf_0$ frekvencián:

$$F(f) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot e^{-j 2\pi ft} dt = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \cdot e^{-j 2\pi ft} dt$$

A két kifejezést összevetve az $f = nf_0$ -nál a keresett érték:

$$C_n = \frac{2}{T_i} \cdot F(n \cdot f_0) = \frac{2}{T_i} \cdot F(f),$$

ahol C_n a szinusz jel csúcsertékét adja, de mivel a 13. ábrán látható elrendezésben a mért érték effektív érték, így az $F(f)$ függvény értékét át kell számolni effektív értékre:

$$F(f) = \frac{T_i}{\sqrt{2}} C_m, \quad \text{ahol } f = nf_0.$$

Tehát az $f = nf_0$ frekvenciánál az elméleti Fourier-spektrum értéke nagyon egyszerűen számítható, ha a mért effektív értéket szorozzuk az ismétlődési idővel (szekundumokban) és osztjuk $\sqrt{2}$ -vel.

Az előzőekben igyekeztünk az impulzusok vizsgálatát különböző szempontok szerint tárgyalni, teljességre nem törekedtünk, de talán a cikk új gondolatokat ébreszt, és segít e problémakör gyakorlati megoldásában. Mindenesetre a méréseknél sok gyakorlatra kell szert tenni, hogy azok a kívánt eredményt adják.

I R O D A L O M

¹ Dwight: Tables of Integrals and other Mathematical Data, MacMillan Company 1966.

² Broch: Mechanical Vibration and Shock Measurements, Brüel & Kjaer 1969.

³ Olesen: Frequency Analysis of Single Pulses, Brüel & Kjaer Technical Review No. 3. 1969.

⁴ Géher: Lineáris hálózatok, Műszaki Kiadó, 1968.

ON THE FREQUENCY ANALYSIS OF MECHANICAL SHOCKS AND SINGLE IMPULSES

Gyergyák Ferenc

This article deals with the frequency analysis of mechanic and other kinds of impulses as well as with their calculative and measuring methods. With the help of Fourier-transformation we have deduced the spectrum and energy of the impulse on the outcome of the filter, and we have examined the behaviour of the different band-wide filters. The article gives you instruction for practical measurements with the results given by mathematical methods.